

Generación de segundo armónico en guías de onda de semiconductores mediante la optimización del factor de traslape

M. Muñoz Uribe*, J.G. Mendoza Álvarez y N.B. Patel†

*Departamento de Física, Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional
Apartado postal 14-740, México, D.F., Mexico*

Recibido el 29 de abril de 1998; aceptado el 21 de julio de 1998

En este trabajo se muestra la posibilidad de generar el segundo armónico en guías de onda de semiconductores en las cuales ha sido realizada la optimización del factor de traslape mediante la técnica de fusión atómica (bonding atomic rearrangement).

Descriptores: Generación del segundo armónico; guías de onda de semiconductores

In this work we show the possibility of second harmonic generation in semiconductor waveguides that have their overlap factor optimized by the bonding atomic rearrangement technique.

Keywords: Second harmonic generation; semiconductor waveguides

PACS: 42.65.Ky; 42.65.Wi; 42.70.Nq; 42.79.Nv

1. Introducción

Las interacciones paramétricas [1] permiten la creación de nuevas fuentes de radiación coherente mediante mezclas de ondas; entre estas se encuentra la generación del segundo armónico (SHG). Estas interacciones pueden ser eficientes si la condición de casamiento de fase es satisfecha y la respuesta no lineal del medio es grande. Entre los materiales con respuestas no lineales, los semiconductores con simetría del tipo zinc-blenda se destacan por su alta respuesta no lineal.

Los factores que determinan la eficiencia de una interacción paramétrica en guías de onda son el factor de traslape y la condición de casamiento de fase. Esta última depende drásticamente de la uniformidad de las capas epitaxiales que constituyen la guía.

Normalmente los requisitos teóricos de uniformidad en el espesor varían desde fracciones hasta a algunos pocos angstroms [2]. Estos requisitos se relajan cuando el orden de los modos involucrados aumenta; desafortunadamente esto causa una gran disminución del factor de traslape debido a las oscilaciones asociadas con los modos de alto orden. Sin embargo, existen configuraciones no críticas [3] que relajan los requisitos de uniformidad utilizando modos de orden bajo, lo cual es importante en la práctica pues en general las fuentes de radiación emiten en modos de orden cero.

Enfocaremos la discusión a guías de onda formadas por tres medios semiconductores. En estas guías la condición de casamiento de fase para la generación del segundo armónico, involucrando únicamente modos de orden cero, sólo puede ser satisfecha si la razón entre los índices de refracción de la película guiante y las confinantes es al menos $\sqrt{2}$ [3, 4]. Desafortunadamente las guías de semiconductores obtenidas mediante crecimientos epitaxiales poseen una razón en los índices de refracción del orden de 1.1. La restricción anterior

motiva a considerar al menos un modo de orden superior en la interacción, lo cual lleva a una disminución de el factor de traslape. De esta forma para poder fabricar dispositivos paramétricos basados en guías de onda de semiconductores tipo zinc-blenda es necesario poseer técnicas para optimizar el factor de traslape.

En este trabajo proponemos el uso de la técnica de fusión atómica (bonding atomic rearrangement, BAR) para la optimización del factor de traslape en la interacción en la cual a partir de un modo eléctrico de orden cero se genera un modo armónico de primer orden, lo cual denotaremos por $TE_0(\omega) \rightarrow TM_1(2\omega)$.

En la Sec. 2 se calcula la amplitud del campo generado de la cual surge el papel fundamental que juegan el factor de casamiento de fase y el factor de traslape. En la Sec. 3 se muestra como la técnica BAR optimiza el factor de traslape. Finalmente en la Sec. 4 se presenta un ejemplo de SHG que ilustra las ideas presentadas.

2. Interacciones paramétricas

El formalismo presentado es similar al desarrollado anteriormente [2] con la diferencia de que hemos trabajado con la componente magnética de los modos TM en lugar de sus componentes eléctricas. Consideraremos que las guías de onda son crecidas en la dirección [1,0,0] y que las ondas se propagan en la dirección [0,1,1].

Partiendo de las ecuaciones de onda para los campos electromagnéticos, considerándolos como una superposición de campos monocromáticos y tomando en cuenta un desarrollo para la polarización del tipo

$$\begin{aligned} P &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : EE + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : EEE + \dots \\ &= \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + P^{(NL)}, \end{aligned} \quad (1)$$

se tiene que éstos obedecen las siguientes ecuaciones:

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega_1^2}{c^2} \varepsilon(r, \omega_1) \right] \hat{E}(r, \omega_1) = -\mu_0 \omega_1^2 \hat{P}^{(NL)}(r, \omega_1), \quad (2)$$

$$\left[\nabla^2 + \frac{\omega_1^2}{c^2} \varepsilon(\omega_1) \right] \hat{H}(r, \omega_1) = -i\omega_1 \left[\varepsilon_0 \nabla \varepsilon \times \hat{E} + \nabla \times \hat{P}^{(NL)}(r, \omega_1) \right], \quad (3)$$

en donde $\hat{E}(r, \omega_1)$ y $\hat{H}(r, \omega_1)$ se refieren a las amplitudes de los campos eléctrico y magnético, respectivamente, $\varepsilon(r, \omega_1)$ es la función dieléctrica y $\hat{P}^{(NL)}(r, \omega_1)$, definida en (1), representa los términos no lineales de la polarización oscilando en la frecuencia ω_1 .

En este trabajo nos enfocaremos únicamente a la polarización no lineal debida al término de segundo orden. La respuesta no lineal de segundo orden en los semiconductores tipo zinc-blenda está caracterizada por el coeficiente d_{14} [1], por lo que la polarización no lineal para la onda propagándose en la dirección [0,1,1] en una guía crecida en la dirección [1,0,0] esta dada por [2]:

$$\hat{P}^2(r, \omega) = 2d_{14}(r, \omega) \times \begin{pmatrix} -\hat{E}_y(r, \omega_1)\hat{E}_y(r, \omega_2) + \hat{E}_z(r, \omega_1)\hat{E}_z(r, \omega_2) \\ -\hat{E}_x(r, \omega_1)\hat{E}_y(r, \omega_2) - \hat{E}_x(r, \omega_2)\hat{E}_y(r, \omega_1) \\ -\hat{E}_x(r, \omega_1)\hat{E}_z(r, \omega_2) + \hat{E}_x(r, \omega_2)\hat{E}_z(r, \omega_1) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

De esta expresión se deducen las combinaciones de modos permitidas [7]; consideraremos sólo la interacción que involucra un modo fundamental TE y un armónico TM.

Para estimar la energía intercambiada entre las ondas emplearemos el formalismo de modos acoplados [5] y partimos de una superposición de los modos del guía de la forma (5) y (6) como solución de las Ecs. (2) y (3):

$$\hat{E}_y = \sum_m a_m(z) \mathcal{E}_y^m(x) e^{ik_m z}, \quad (5)$$

$$\hat{H}_y = \sum_m \hat{a}_m(z) \mathcal{H}_y^m(x) e^{ik_m z}. \quad (6)$$

Los modos de orden m , \mathcal{E}_y^m y \mathcal{H}_y^m , están normalizados de acuerdo con la definición de espesor efectivo [4, 6]. Utilizando las relaciones de ortogonalidad para los modos guiados se obtiene

$$\frac{dh_{SH}}{dz} = i \frac{2\omega}{I_{SH}^{\mathcal{H}}} \left(\frac{2k_\omega}{k_{2\omega}} \right) e^{i(k_{2\omega} - 2k_\omega)z} e_\omega^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} d_{14}(x) \frac{\mathcal{H}_{SH}^*}{n_{SH}^2(x)} \mathcal{E}_\omega^2 dx. \quad (7)$$

En donde e_ω y h_{SH} son las amplitudes del campo eléctrico fundamental y del campo magnético armónico, respectivamente, e $I_{SH}^{\mathcal{H}}$ está dada por

$$I_{SH}^{\mathcal{H}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\mathcal{H}_{SH}|^2}{n_{SH}^2(x)} dx. \quad (8)$$

La integral en (7), denotada por I_{ov} , es conocida como *Integral de traslape* y proporciona una medida del acoplamiento de los campos pesada por el coeficiente no lineal del medio.

En el caso de baja eficiencia, la amplitud del campo generado en un guía de longitud l se encuentra integrando directamente (7) obteniéndose:

$$\frac{|h_{SH}|^2}{|e_\omega|^2} = \Gamma^2 l^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k l}{2} \right) \left(\frac{A}{V} \right)^2, \quad (9)$$

en donde,

$$\Gamma^2 = (2\omega)^2 \eta_0^2 d_{eff}^2 \frac{n_{eff}^{(2\omega)}}{n_{eff}^{(\omega)}} \left(\frac{k_{2\omega} - \Delta k}{k_{2\omega}} \right) |e_\omega|^2 f_{ov}. \quad (10)$$

En la expresión anterior se han definido $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ y el *factor de traslape* f_{ov} por

$$f_{ov} = \frac{1}{I_\omega I_{2\omega}} \frac{I_{ov}^2}{d_{eff}^2}, \quad (11)$$

en donde, n_{eff} representa los índices efectivos de los modos, $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega$ y

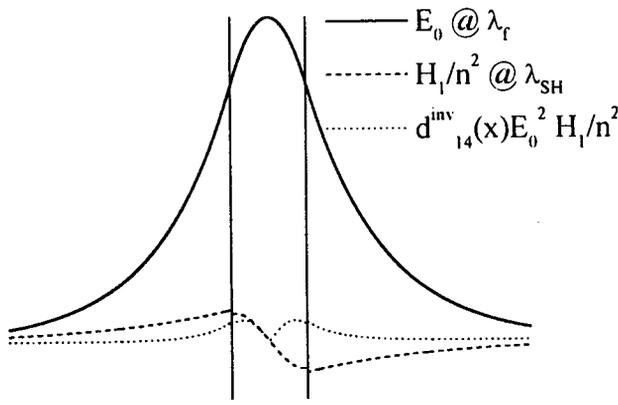
$$d_{eff} = \frac{\max(d_{14})}{n_{2\omega}^{eff}}, \quad (12)$$

Hemos representado por $\max(d_{14})$ al valor máximo que d_{14} adquiere en las películas que integran la guía. Con las definiciones anteriores se tiene que el valor máximo que el factor de traslape puede adquirir es la unidad en el caso límite de ondas planas [7].

3. Optimización del factor de traslape

Esta sección muestra el uso de la técnica BAR [8], utilizada originalmente para integrar láseres semiconductores en substratos de Si, para la optimización de el factor de traslape. Consideremos que un modo fundamental TE₀ es usado para generar el segundo armónico correspondiente al modo TM₁. En una guía simétrica crecida epitaxialmente, el producto de los campos involucrados en la interacción es una función impar en un dominio simétrico por lo cual la integral de traslape es cero. Sin embargo, si sólo la mitad de la guía es crecida y dos partes de este crecimiento son soldadas atómicamente, el signo del coeficiente no lineal de una mitad será opuesto con respecto de la otra, como lo demostraremos a continuación. Debido a que el producto de los campos es pesado por el coeficiente no lineal la integral de este producto (Fig. 1) es diferente de cero haciendo posible este tipo de interacción.

La inversión de d_{14} se basa en el cambio de fase de la polarización no lineal en π de una parte a otra de la guía cuando estas partes son orientadas adecuadamente. Partiremos de las ecuaciones para los modos generados (13) y (14), obtenidas


 FIGURA 1. Campos e integrando de f_{ov} con inversión de d_{14} .

a partir de (2) y (3) considerando que el índice de refracción es constante en cada medio.

$$[\nabla^2 + k_0^2 \varepsilon] E_g = \mu_0 \omega_g^2 \hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL}, \quad \text{TE}, \quad (13)$$

$$[\nabla^2 + k_0^2 \varepsilon] H_g = -i\omega_g \hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL}, \quad \text{TM}. \quad (14)$$

Aquí, \hat{e}_g se refiere a la dirección de la polarización de los campos generados; en nuestro caso $\hat{e}_g = +\hat{e}_y$.

La inversión de d_{14} por BAR puede ser obtenida usando dos configuraciones. En la primera, una parte del crecimiento es clivado por el plano (0,1,1) y en la segunda por el plano (01 $\bar{1}$). En ambos casos la fusión es realizada en el plano (1,0,0), al cual llamaremos plano $x = 0$.

En la primera configuración los ejes superiores (X', Y', Z') e inferiores (X, Y, Z) están relacionados por

$$\hat{e}_g = \hat{e}_{y'} = \hat{e}_y, \quad \hat{e}_{x'} = -\hat{e}_x, \quad \hat{e}_{z'} = -\hat{e}_z, \quad (15)$$

y las componentes de los campos por

$$E_{y'} = E_y, \quad E_{x'} = -E_x, \quad E_{z'} = -E_z. \quad (16)$$

El modo TM armónico es generado por la fuente $\hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL} = \delta_{z'} P_{x'} - \delta_{x'} P_{z'}$; así de (4), (15) y (16) se sigue que

$$P_{z'} = P_z, \quad \partial_{x'} = -\partial_x \Rightarrow \partial_{x'} P_{z'} = -\partial_x P_z,$$

$$P_{x'} = P_x, \quad \partial_{z'} = -\partial_z \Rightarrow \partial_{z'} P_{x'} = -\partial_z P_x, \quad (17)$$

por lo cual

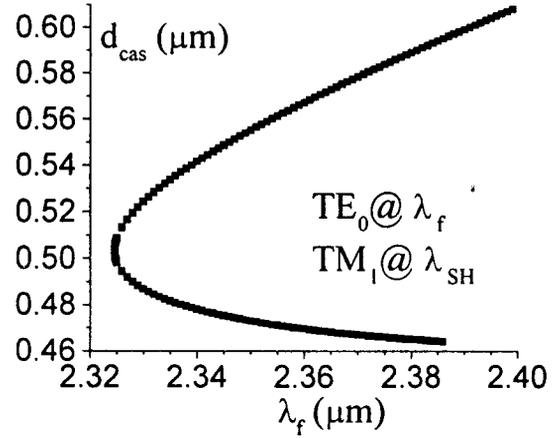
$$\hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}'^{NL} = -\hat{e}_g \cdot \nabla \times \hat{P}^{NL}. \quad (18)$$

De donde se sigue la inversión de d_{14} ; es decir.

$$\hat{e}_g \cdot \hat{P}^{NL} = -\hat{e}_g \cdot \hat{P}'^{NL}$$

con

$$\begin{cases} d_{14} > 0, & \text{para } x > 0, \\ d_{14} < 0, & \text{para } x < 0. \end{cases} \quad (19)$$


 FIGURA 2. Espesores de casamiento vs. λ_f

En el segundo caso los ejes superiores (X', Y', Z') e inferiores (X, Y, Z) están relacionados por

$$\hat{e}_{y'} = -\hat{e}_y = -\hat{e}_g, \quad \hat{e}_{x'} = -\hat{e}_x, \quad \hat{e}_{z'} = \hat{e}_z, \quad (20)$$

y las componentes de los campos por

$$E_{y'} = -E_y, \quad E_{x'} = -E_x, \quad E_{z'} = E_z. \quad (21)$$

El análisis en este caso es similar al caso anterior. De esta forma ha sido probado que la técnica BAR permite la inversión del coeficiente no lineal d_{14} evitando la anulación de el factor de traslape la cual ocurriría en condiciones en las que esta técnica no sea aplicada.

4. Ejemplo: generación de segundo armónico (SHG)

Para ilustrar las ideas presentadas anteriormente se presenta el caso de SHG en una guía de InGaP/GaAs/InGaP para longitudes de onda λ_f entre 2.325 y 2.4 μm emitidas en un modo TE_0 por un láser de Co:MgF₂ generando un armónico TM_1 entre 1.162 y 1.2 μm .

Supondremos que la técnica BAR ha sido empleada con la finalidad de optimizar el factor de traslape. Los valores de los índices de refracción para el GaAs y el InGaP han sido tomados de las referencias [9] y [10], mientras que los de d_{14} de las referencias [11] y [12]. Consideramos que la potencia del modo fundamental es de 1 W focalizada en un tamaño de punto ("spot size") de 10 μm y que la longitud de la guía es de 1 mm.

La Fig. 2 muestra las espesuras de casamiento correspondientes a cada onda fundamental incidente. De aquí es posible apreciar la aparición de un punto de casamiento no crítico [3] en $\lambda_{nc} = 2.3246 \mu\text{m}$ correspondiente a $d_{cas} = 0.5032 \mu\text{m}$. La importancia de los puntos de casamiento no crítico es que en éstos la variaciones de la uniformidad de la película guiente sólo afectan la condición de casamiento de fase a segundo orden.

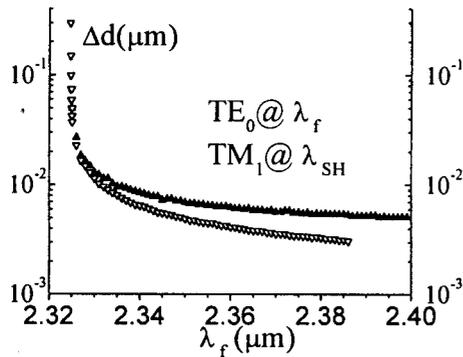
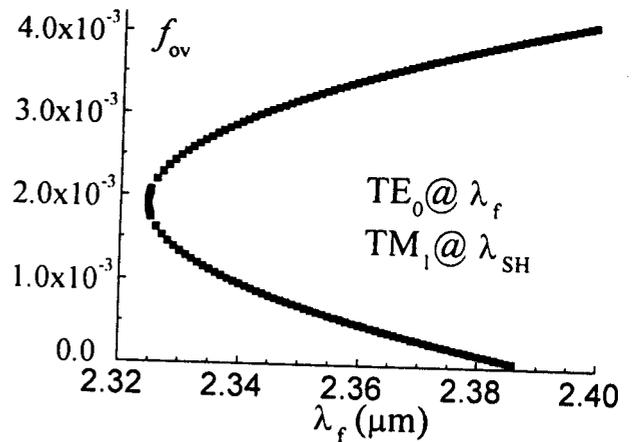


FIGURA 3. Requisitos de uniformidad.

La Fig. 3 presenta los requisitos de uniformidad para cada espesura de casamiento de la película epitaxial de GaAs. Estos fueron evaluados a partir de un desarrollo de Taylor de la diferencia de fase con respecto de la espesura para variaciones alrededor de cada espesura de casamiento. Es posible apreciar un alto relajamiento de los requisitos de uniformidad en una vecindad del punto no crítico. La Fig. 4 muestra los valores del factor de traslape obtenidos mediante la técnica BAR en función de la longitud de onda de la onda fundamental, estos valores son aproximadamente el 75% de los obtenidos [7] cuando es posible obtener interacciones casadas que involucran únicamente modos de orden cero.

La potencia generada en el segundo armónico es del orden de 3 mW [7] y puede ser incrementada cuadráticamente con la longitud de la guía como lo indica (9) en el caso de baja eficiencia.

Así la técnica BAR permite la generación del segundo armónico en guías de semiconductores III-V los cuales son a

FIGURA 4. Factor de traslape vs. λ_f .

tractivos debido a los altos valores de sus coeficientes no lineales y a la formidable uniformidad que puede conseguirse con las técnicas de crecimiento actuales.

5. Conclusiones

Debido a que la razón de los índices de refracción en una guía de onda constituida solo de semiconductores III-V ó II-VI es pequeña, la generación del segundo armónico que involucra únicamente modos de orden cero, no es posible.

Ha sido presentada y analizada la atractiva posibilidad de realizar la generación del segundo armónico de forma casada en guías de semiconductores zinc-blenda con interacciones del tipo $TE_0(\omega) \rightarrow (TM_1(2\omega))$ mediante la optimización del factor de traslape basada en la técnica BAR.

El empleo de esta técnica para producir radiación coherente en el azul con guías de compuestos II-VI es un tópico muy interesante que pretendemos estudiar próximamente.

*. Autor para correspondencia, e-mail: martin@fis.cinvestav.mx. Con apoyo post-doctoral de CONACyT-México.

†. Instituto de Física, Universidade Estadual de Campinas, São Paulo, Brasil.

1. M. Schubert and B. Wilhelmi, *Non-linear Optics and Quantum Electronics*, (John Wiley & Sons, 1986).
2. J.T. Boyd, *IEEE J.Q. Electron.* **QE-8** (1972) 788.
3. W.K. Burns and R.A. Andrews, *Appl. Phys. Lett.* **22**, (1973) 143.
4. E.M. Conwell, *IEEE J.Q. Electron.* **QE-9** (1973) 867.
5. A. Yariv, *IEEE J.Q. Electron.* **QE-9** (1973) 919.
6. H. Kogelnik, en *Topics in Applied Physics*, edited by T. Tamir, (Springer-Verlag, Berlin, 1979), Vol. 7.
7. M. Muñoz Uribe, Tesis de Doctorado, Universidade Estadual de Campinas, São Paulo, Brasil, 1996.
8. Y.H. Lo *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **62** (1993) 1038.
9. N.B. Patel and J.L. Herrera, *Refractive Index of GaAlAs*, unpublished.
10. M. Moser *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 235.
11. Jerphagnon Kurtz and J. Choy, *Landolt-Börnstein LB III 17/f* 11, 671.
12. M. Cardona and G. Harbeke, *Landolt-Börnstein LB III V* 17/a, 570.